

ственного положительного нетривиального решения нелинейного интегрального уравнения Пайерлса:

$$\lambda \Phi(P) = A\Phi,$$

где A — нелинейный интегральный оператор, который предполагается монотонным. Решение уравнения находится методом последовательных приближений при естественных физических допущениях. При дополнительных ограничениях имеет место единственность решения. Так, если угловое распределение нейтронов близко к изотропному (выполняются предположения, на которых основано диффузионное приближение), то

единственность решения имеет место при монотонном изменении коэффициента размножения в зависимости от потока нейтронов Φ , определяющего сечения взаимодействия нейтронов с веществом.

Проведенное исследование обобщается на случай многоскоростной задачи с изотропным рассеянием. Однако при этом оператор должен удовлетворять условиям, которые выполняются для более ограниченного круга задач.

№ 4/2942

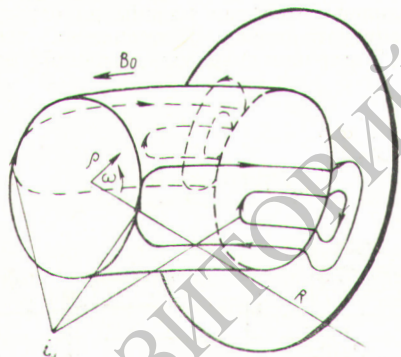
Статья поступила в Редакцию 20/I 1964 г., аннотация — 19/XI 1964 г.

УДК 533.9

О влиянии проводящей диафрагмы на равновесие плазмы в установках «Токамак»

В. Д. Шафранов

Как известно, тороидальный плазменный шнур в экспериментальных установках «Токамак» [1] удерживается в равновесии благодаря взаимодействию продольного тока J с поперечной к плоскости тороида компонентой магнитного поля, связанной, в частности, с токами Фуко в проводящем кожухе. Равновесие может поддерживаться также и за счет взаимодействия продольного магнитного поля с поперечной составляющей тока i_{\perp} , текущего в тонкой оболочке плазменного шнура [2]. Такая составляющая тока возможна в тороидальном плазменном шнуре лишь в том случае, если линии тока имеют возможность замыкаться вне плазмы



Линии тока, замыкающиеся по диафрагме.

через внешние электроды, роль которых может выполнять диафрагма, формирующая плазменный шнур (см. рисунок). Для правильной интерпретации экспериментальных данных по определению смещения плазменного шнура необходимы формулы, связывающие измеряемые значения азимутального поля B_{ω} и тока на диафрагму J_d с усредненным по длине смещением ξ_0 . Эти формулы имеют вид

$$J_d = J \frac{4a^2}{b^2 - a^2} \cdot \frac{RB_{\omega_0}}{aB_0} \cdot \frac{\xi_0 - \Delta}{a}; \quad (1)$$

$$B_{\omega} = B_{\omega_0} \frac{a}{\rho} - B_{\omega_0} \left\{ \frac{a\Delta}{\rho^2} + \frac{a}{2R} \left[\ln \frac{\rho}{a} - 1 + \left(1 + \frac{a^2}{\rho^2} \right) \left(\frac{8\pi p}{B_{\omega_0}^2} - \frac{1}{2} \right) \right] + \frac{a}{b^2 - a^2} \left(1 + \frac{b^2}{\rho^2} \right) (\xi_0 - \Delta) \right\} \cos \omega. \quad (2)$$

Здесь $B_{\omega_0} = \frac{2J}{ca}$, a — радиус отверстия диафрагмы; ρ — текущий радиус; ω — азимутальный угол, отсчитываемый от экваториальной плоскости с внутренней стороны тора; R — радиус тора; Δ — смещение в отсутствие диафрагмы [3]:

$$\Delta = \frac{b^2}{2R} \left[\ln \frac{b}{a} + \left(1 - \frac{a^2}{b^2} \right) \left(\frac{8\pi p}{B_{\omega_0}^2} - \frac{1}{2} \right) \right] - \frac{cb^2 B_{\perp}}{2J}, \quad (3)$$

где b — радиус сечения проводящего кожуха; B_{\perp} — поперечная составляющая внешнего магнитного поля.

Зависимость смещения плазменного шнура в экваториальной плоскости от длины дуги s , отсчитываемой от диафрагмы, выражается приближенной формулой, применимой при $|s| > a$:

$$\xi(s) = \frac{B_{\omega_0}^2}{2B_0^2 b^2} \Delta s (2\pi R - s). \quad (4)$$

В пределе $B_{\omega_0} \rightarrow 0$ из формул (3) и (4) получается приближенное выражение для смещения плазменного шнура, удерживаемого в равновесии в чисто тороидальном магнитном поле с помощью токов, стекающих на диафрагму:

$$\xi(s) = \frac{1}{4} \frac{8\pi p}{B_0^2} \left(1 - \frac{a^2}{b^2} \right) s (2\pi R - s). \quad (5)$$

№ 5/3114

Статья поступила в Редакцию 23/X 1964 г., аннотация — 29/XII 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Арцимович, С. В. Мирнов, В. С. Стрелков. «Атомная энергия», 17, 170 (1964).
2. S. Yoshikawa, W. Harries, R. Sinclair. Phys. Fluids, 6, 1506 (1963).
3. В. Д. Шафранов. Вопросы теории плазмы. Вып. 2. М., Госатомиздат, 1963.

УДК 533.9

Адиабатическое сжатие плазмы с горячими ионами (ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И ПЕРВЫЕ ОПЫТЫ)

А. В. Бортников, Н. Н. Бревнов, В. Г. Жуковский, М. К. Романовский

Установка АС (адиабатическое сжатие) предназначена для исследований поведения плазмы с горячими ионами в нарастающем во времени магнитном поле. Схема установки показана на рис. 1.

Плазма создается путем инжекции атомарных ионов водорода с энергией 10 кэВ (или молекулярных с энергией 7 кэВ). Ионы движутся в однородном магнитном поле вокруг оси установки почти перпендикулярно к ней, отражаются магнитной пробкой, возвращаются к каналу и улавливаются азотом. Нарастающим магнитным полем катушки отрыва ионы отрываются от канала и отжимаются к стационарной магнитной пробке (продольное сжатие). Затем катушками сжатия осуществляется дальнейшее радиальное и продольное сжатие плазмы. Стационарное магнитное поле $H_0 = 2000$ э; магнитное поле катушки отрыва в максимуме $3 \cdot 10^4$ э; магнитное поле катушек сжатия в пробках $3 \cdot 10^4$ э; пробочное отношение равно 3.

Ток ионов 1—5 ма инжектируется импульсами, длительность которых можно изменять от 1 до 500 мсек. Начальное давление газа до инжекции пучка ионов порядка 10^{-8} мм рт. ст.

Приведенные ниже экспериментальные данные относятся к параметрам плазмы до сжатия. Начальная плотность горячих ионов до сжатия пропорциональна току инжекции и времени движения ионов в ловушке

до попадания их на азотит. При указанном выше значении тока инжекции и измеренном времени движения ионов 30 мсек максимальная плотность быстрых ионов составляет 10^8 см⁻³.

Давление нейтрального газа в ловушке во время инжекции пучка ионов определялось по величине потока быстрых атомов на детектор нейтральных частиц $I_{д.н}$ при известном токе инжекции I . Эксперименталь-

но была установлена следующая зависимость: $\frac{I_{д.н}}{I} = 7r_{эвк}$, где $r_{эвк}$ — давление водорода, мм рт. ст., эквивалентное по потоку нейтральных частиц давлению нейтрального газа в ловушке. Зная величину $r_{эвк}$, можно рассчитать время перезарядки быстрых ионов τ . Рассчитанные таким образом значения τ хорошо согласуются с измеренными при отрыве пучка ионов от канала. На рис. 2 приведена экспериментальная зависимость $1/\tau$ от отношения $I_{д.н}/I$. Наклон прямой дает величину $\sigma_{и.в} = 1,4 \cdot 10^{-7}$, близкую к расчетному значению $\sigma_{и.в}$ для протонов с энергией 10 кэВ в водороде. Таким образом, в нашем случае основным процессом, приводящим к гибели быстрых ионов, является перезарядка.

По энергии вторичных ионов, выходящих за пробку, определялся потенциал плазмы до отрыва пучка ионов от магнитного канала. Установлено, что потенциал плазмы в широком диапазоне давлений (10^{-5} — 10^{-7}

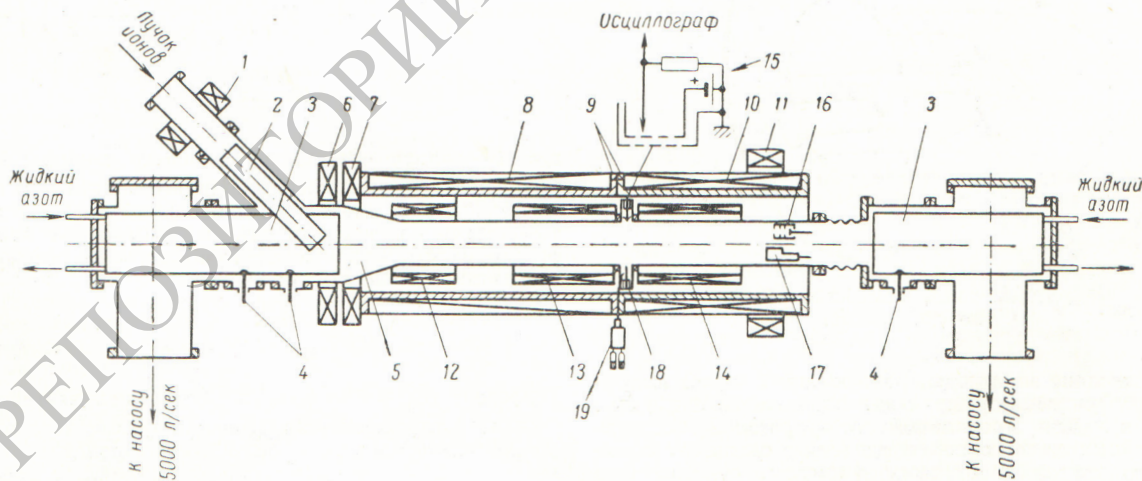


Рис. 1. Схема установки АС:

- 1 — магнитная линза, фокусирующая пучок ионов; 2 — канал; 3 — азотит; 4 — титановые распылители; 5 — камера; 6, 7, 8, 10, 11 — катушки стационарного магнитного поля; 9 — медный экран; 12 — катушка отрыва; 13, 14 — катушки сжатия; 15 — детектор нейтральных частиц; 16 — анализатор энергетического спектра вторичных ионов; 17 — токоприемник; 18 — стержевой зонд; 19 — палладиевый натекагель.